

# FUSION TERMONUCLEAR POR CONFINAMIENTO INERCIAL

Por Juan R. SANMARTIN LOSADA  
E.T.S.I. Aeronáuticos

## I. EL MOTOR DE AGUA

En las máquinas térmicas se produce un aumento de temperatura debido a reacciones exoenergéticas, que liberan energía de enlace de estructuras atómicas; mediante un ciclo termodinámico, esa energía térmica proporciona trabajo útil (subida de un peso, aceleración de un sólido, etc.). Para que una máquina sea conveniente deben abundar los reactantes, y el motor de agua ha sido por ello obsesión recurrente de inventores. La «pequeña» dificultad del inventor usual es que considera la reacción química  $2H_2 + O_2 \rightarrow 2H_2O$ , en la que el agua, ciertamente abundante, es producto y no reactante.

El motor que aquí se discute utiliza una reacción nuclear (fusión) entre ciertos núcleos de moléculas de agua. Las siguientes particularidades hacen de él la máquina definitiva:

ia) El combustible que se quema es, en verdad, el más abundante: agua.

ib) Un litro de agua proporciona la misma energía que 350 litros de gasolina; esto refuerza el punto ia). La energía disponible en los mares es del orden de  $10^{10}$  Q (1 Q  $\approx 10^{21}$  J  $\approx 3 \times 10^{10}$  Kw  $\times$  año). El consumo mundial por año es en la actualidad una fracción de Q: el aprovechamiento total de las aguas podría satisfacer un consumo 10 veces mayor durante un tiempo comparable a la edad presente de la Tierra.

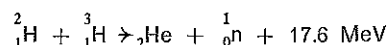
ii) La fusión ocurre entre núcleos de deuterio, que existen en agua natural en proporción de 15 por cada  $10^3$  de hidrógeno normal; separado de éste por un proceso sencillo, el deuterio libera varios MeV por par de átomos, frente a energías del orden de eV en las reacciones químicas (1 eV  $\approx 1.6 \times 10^{-19}$  J). Así, pues, se puede disponer de un combustible con una relación Kcal/litro un millón de veces mayor que la de uno químico.

iii) Alrededor de dos tercios de la energía liberada en las máquinas térmicas pasa a calentar el medio exterior (agua, aire y, finalmente, toda la biosfera); se estima que la modificación térmica sería irreparable para una producción anual de energía entre 1 Q y 10 Q, previsiblemente en algunas decenas de años. La fusión nuclear permite soslayar, por conversión directa de energía, el ciclo termodinámico y con ello la degradación térmica.

iv) La fusión, contrariamente a la combustión química, no contamina el aire; contrariamente a la fisión nuclear no produce desechos radiactivos ni el problema de su almacenamiento. La fusión sí produce neutrones y tritio, aun cuando éste se puede aprovechar como combustible para una reacción de fusión con deuterio.

## II. CRITERIOS DE LAWSON

Como ocurre con otras reacciones, es preciso calentar el combustible para que la fusión tenga lugar. Debido al corto alcance de la Interacción Fuerte, que determina la energía de enlace nuclear, los núcleos de deuterio deben aproximarse a distancias del orden de  $10^{-13}$  cm., con un solape total de las nubes electrónicas respectivas; esto requiere una enorme energía cinética de movimiento relativo de los átomos —una muy alta temperatura—. En esas condiciones los átomos están ionizados y forman un gas de iones y electrones, un plasma; la intensa repulsión coulombiana entre núcleos hace despreciable la velocidad de reacción salvo a grandes temperaturas. La fusión, antes citada, entre núcleos de deuterio y tritio



requiere temperaturas algo menores y, por ello, en las primeras máquinas de fusión se piensa utilizar una mezcla equiatómica de deuterio y tritio; el tritio, prácticamente inexistente en agua natural, es generado en la misma máquina, por interacción de los neutrones de fusión con una envoltura de litio.

Sea  $n$  el número de iones reactantes por unidad de volumen ( $n = n_D + n_T$ ); en condiciones espacialmente uniformes, si la mezcla es inicialmente equiatómica permanece así durante el quemado:  $n_D(t) = n_T(t) = \frac{1}{2} n(t)$ . Como la fusión es un proceso binario se tiene

$$\frac{dn_D}{dt} = \frac{dn_T}{dt} = \frac{dn}{dt} = -C_1 n_D n_T = -C_1 n^2/4 \quad (1)$$

donde  $C_1 n_D n_T$  es la velocidad de reacción, y  $C_1$ , usualmente escrito  $C_1 \equiv v\sigma(v)$ , en la constante de reacción, resultado de promediar sobre funciones de distribución de Maxwell, la constante  $v\sigma(v)$  para una velocidad relativa  $v$  ( $\sigma \equiv$  sección eficaz de fusión);  $C_1$  crece muy rápida-

mente con la temperatura por debajo de  $10^8$  °K y presenta un máximo a  $6 \times 10^8$  °K.

Definamos la fracción de quemado

$$f(t) \equiv \frac{n_0 - n(t)}{n_0} \quad (2),$$

donde  $n_0 \equiv n(t=0)$ . De (1) y (2) se obtiene fácilmente

$$\frac{df}{dt} = \frac{n_0 C_1}{2} (1-f)^2 \quad (3).$$

Supongamos que la temperatura  $T$  permanece constante e igual a  $T_0$  durante el quemado; se puede entonces integrar (3) inmediatamente y resulta,

$$f(t) = \frac{\frac{1}{2} n_0 C_1 (T_0) t}{1 + \frac{1}{2} n_0 C_1 (T_0) t}$$

donde se ha usado la condición inicial,  $f(0) = 0$ . El cociente entre la energía liberada y la energía invertida\*,

$$G \equiv \frac{f \frac{1}{2} n_0 Q}{2 \frac{1}{2} n_0 k T_0} = \frac{Q}{12 k T_0} \frac{C_1 (T_0) n_0 \tau}{1 + \frac{1}{2} C_1 (T_0) n_0 \tau}$$

donde  $Q \equiv 17.6$  MeV, crece con el tiempo de quemado  $\tau$ . Si se exige  $G \geq 2$  para permitir un rendimiento térmico de  $\frac{1}{2}$ , se tiene

$$n_0 \tau \geq \frac{2 \times 12 k T_0}{(Q - 6 k T_0) C_1 (T_0)}$$

la fracción en el lado derecho presenta un mínimo poco acusado igual a  $0.7 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3} \times \text{seg.}$  para  $T_0 \approx 2 \times 10^8$  °K, de donde

$$(n_0 \tau)_{\min} \approx 10^{14} \text{ cm}^{-3} \times \text{seg.}$$

Esta condición (criterio de Lawson) se considera a menudo un objetivo primero a conseguir en la ruta hacia una máquina comercial; corresponde a una fracción de quemado  $f \approx 0.01$ .

El tiempo de quemado  $\tau$  es esencialmente el tiempo de existencia del plasma a la densidad  $n_0$  y la temperatura  $T_0$ . Siendo el plasma un gas, es necesario confinarlo para mantener una densidad dada, y ello es difícil debido a las altas temperaturas consideradas. Por otra parte, e independientemente de la condición de Lawson sobre el tiempo de confinamiento, se encuentra que  $T_0$  debe exceder un valor mínimo. En un gas a altas temperaturas, fuertemente ionizado, la emisión de radiación electromagnética es fundamentalmente radiación de frenado (bremsstrahlung) en las colisiones entre electrones e iones (un proceso binario). La energía radiada por unidad de volumen y tiempo tiene la forma  $C_2(T)n^2$ , ( $C_2 \sim T^{1/2}$ ). Si el plasma es transparente a la radiación y a los neutrones de fusión, pero no a las partículas  $\alpha$  (núcleos de  $H_e$ ), y se quiere que la temperatura no disminuya, se ha de tener, al menos inicialmente:

$$\frac{n^2}{4} C_1(T) Q \geq n^2 C_2(T)$$

\*  $k$  es la constante de Boltzmann:  $k = R/N_A$ , donde  $R$  es la constante de los gases y  $N_A$  el número de Avogadro.

donde  $Q\alpha$  es la energía liberada que llevan las partículas  $\alpha$ , 3.5 MeV; de aquí resulta  $T > T_{\text{ign}} \approx 5 \times 10^7$  °K.

### III. CONFINAMIENTO INERCIAL

En los hornos naturales de fusión —las estrellas—, el plasma es confinado por la gravitación de la enorme masa propia. Naturalmente esto no es posible en los reactores de fusión artificiales; tampoco es posible confinar mediante paredes sólidas, no sólo por el insoporrible calentamiento de éstas, sino sobre todo por el consiguiente enfriamiento del plasma. Aunque se ha considerado la posibilidad de utilizar campos eléctricos oscilatorios (un campo electrostático no puede confinar un plasma) en cavidades resonantes superconductoras, el método de confinamiento detenidamente estudiado e intentado durante tres décadas es el magnético

En ciertas geometrías, la fuerza por unidad de volumen que ejerce un campo magnético  $B$  sobre un medio conductor por el que se circulan corrientes, se puede escribir, mediante la ley de Ampère, en la forma  $-\nabla (\frac{1}{2} \epsilon_0 c^2 B^2)$ ; la presión magnética  $\frac{1}{2} \epsilon_0 c^2 B^2$  es simplemente la energía por unidad de volumen asociada a todo campo magnético. El equilibrio mecánico del plasma confinado exige que la suma de las presiones térmica,  $2n_0 k T_0$ , y magnética sea espacialmente uniforme; si  $B_i$  y  $B_e$  son los valores del campo dentro y fuera del plasma, se tiene

$$\frac{1}{2} \epsilon_0 c^2 B_e^2 = 2n_0 k T_0 / \beta, \quad \beta \equiv 1 - B_i^2 / B_e^2.$$

Se pueden alcanzar intensidades de  $10^5$  Gauss en volúmenes moderados; para  $\beta \leq 1$ ,  $T_0 \approx 10^8$  °K, resulta entonces  $n_0 < 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Del criterio de Lawson se obtiene  $\tau > 2 \times 10^{-2}$  seg. En algunos tipos de reactores,  $\beta$  es pequeño por razones de estabilidad (el campo  $B$  penetra el plasma), y resulta  $\tau \approx \frac{1}{2}$  seg.

En una mezcla de gases en la que la presión térmica es uniforme, pero las densidades de los componentes no lo son, no existe equilibrio termodinámico y se produce difusión de unos respecto de otros. De igual modo, la uniformidad de la presión total en los reactores por confinamiento magnético no implica equilibrio termodinámico; tanto iones como electrones se difunden a través de las líneas de campo. El período y el radio de giro del movimiento helicoidal de las partículas en torno a dichas líneas decrecen al aumentar  $B$ ; para las intensidades de campo consideradas, son menores que el tiempo medio y el camino libre medio entre colisiones y hacen el papel efectivo de éstos. El coeficiente de difusión (así como las difusividades viscosa y térmica) decrece con el camino libre medio. Se esperaba en consecuencia que campos intensos reducirían apreciablemente la difusión del plasma a través de las líneas de campo y con ello el inverso del tiempo de confinamiento. Desgraciadamente se ha encontrado que en tales condiciones aparecen en el plasma gran variedad de inestabilidades, así como turbulencia asociada a ellas, y la velocidad de difusión excede notablemente la esperable del pequeño valor del radio de giro. (Recuérdese lo que ocurre en un fluido con baja difusividad viscosa —alto número de Reynolds—. El movimiento se hace turbulento y resulta en un transporte de cantidad de movimiento muy superior al que correspondería al pequeño valor de la difusividad). Aunque en los últimos doce años ha habido un progreso grande en la reducción de inestabilidades, mediante modificaciones apropiadas de la configuración magnética, todavía no se ha alcanzado el criterio de Lawson en una máquina magnética.

Se puede soslayar el problema del confinamiento considerando una densidad inicial  $n$  tan alta que se produce un quemado apreciable durante el tiempo mismo de libre expansión del plasma; se habla de confinamiento inercial. Para deuterio-tritio sólido (o líquido), obtenible criogénicamente,  $n = n_s \approx 3 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ , y el criterio de Lawson conduce a un tiempo de confinamiento  $\tau \approx 3 \times 10^{-9}$  seg. El tiempo de expansión de una esfera de radio  $R$  es del orden de  $R/c_s$ , donde  $c_s$  es la velocidad térmica de los iones; para  $T \approx 5 \times 10^8 \text{ }^\circ\text{K}$ , se tiene  $c_s \approx 5 \times 10^7 \text{ cm/seg.}$ , y de la condición  $R/c_s \sim \tau$  resulta  $R \approx 0.2 \text{ cm}$ .

Se ha pensado, por tanto, en irradiar pequeños blancos esféricos con flujos energéticos intensos. Se puede realizar esto mediante pulsos, cortos y de alta potencia, de láser. Lamentablemente, el rendimiento de los láseres disponibles es bajo y, por otra parte, sólo una fracción pequeña de la energía del pulso es depositada en el blanco, como se verá más adelante. En consecuencia, para que el reactor de fusión devuelva a la red al menos tanta energía como toma de ella, la ganancia de fusión

$$G = \frac{4/3 \pi R^{1/2} n f Q}{4/3 \pi R^3 n k T} = \frac{f Q}{6 k T}$$

debe ser muy alta ( $G \sim 10^2, 10^3$ ); esto requiere una fracción de quemado  $f$  muy por encima de la correspondiente al criterio de Lawson. Nótese que  $f$  depende de  $T$  y  $nR$ , ya que  $\tau \sim R/c_s$ ; aumentar  $f$  equivale a aumentar  $R$ .

Sin embargo, resulta difícil depositar mucha energía en un volumen pequeño durante un tiempo breve, y la energía invertida en el blanco

$$E_0 \sim n R^3 T$$

crece muy rápidamente con  $R$ ; la obtención de ganancias grandes parecería conducir a valores de  $E_0$  inalcanzables en el futuro próximo. Se ha notado, no obstante, que

$$E_0 \sim \frac{(nR)^3 T}{n^2}$$

para un valor de  $nR$  fijado (y alto, para conseguir una ganancia grande), se puede reducir notablemente  $E_0$  si la energía del láser se utiliza en parte para aumentar la densidad del blanco sensiblemente para  $n/n_s$  entre  $10^3$  y  $10^4$ ,  $E_0$  decrece en un factor de  $10^7$  respecto del valor para  $n = n_s$ . Para  $nR = 2 \times 10^{24} \text{ cm}^{-2}$  y  $n \approx 3 \times 10^3 n_s$  ( $R > 10^2 \text{ } \mu\text{m}$ ), resulta

$$G \approx 10^2, \quad E_0 \approx 3 \times 10^3 \text{ KJ}$$

Se ha observado, por otra parte, que para  $T \approx 5 \times 10^8 \text{ }^\circ\text{K}$ , se tiene  $n\lambda \approx 5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ , donde  $\lambda$  es la distancia me-

dia recorrida por las partículas  $\alpha$ , que resultan de la fusión, antes de depositar su alta energía (3.5 MeV) en el plasma. Parece, por tanto, posible reducir  $E_0$  y en consecuencia aumentar  $G$ , en un factor de 20, comprimiendo una microesfera de deuterio-tritio de radio  $R \approx 2 \times 10^3 \text{ } \mu\text{m}$  hasta una densidad  $3 \times 10^3 n_s$ , y calentando hasta la temperatura de ignición *solamente* una región central, de radio  $R_c \approx 3 \text{ } \mu$ ; debido al pequeño valor de  $\lambda\alpha$ , la energía liberada en la fusión de esa región central calienta la zona fría próxima e inicia de ese modo una onda de quemado que se propaga hacia el exterior del blanco. Estimaciones más detalladas predicen resultados algo mayores para los valores de  $R$  y  $E_0$ , que hacen que el reactor entregue a la red tanta energía como toma de ella; la energía mínima del pulso de láser, mucho mayor que

$E_0$ , a causa de la dificultad ya citada de depositar energía en el blanco, es del orden de  $10^3 \text{ KJ}$ .

#### IV. COMPRESION DEL BLANCO

Supóngase que se quiere reducir el volumen de una esfera aplicando una presión  $P_0$  uniforme a su superficie; la relación diferencial

$$dE_0 = TdS - PdV$$

entre energía interna  $E_0$ , entropía  $S$  y volumen  $V$ , muestra que para un volumen final dado, la energía interna será mínima si no se genera entropía en el proceso (a  $V = \text{cts}$ ,  $E_0$  crece con  $S$ ). El blanco de deuterio-tritio es inicialmente una esfera, sólida o líquida, a muy baja temperatura, y en consecuencia la entropía específica es muy pequeña. Para el estado termodinámico de alta densidad que se ha de alcanzar tras la compresión isentrópica, se pueden suponer enteramente despreciables la entropía y la temperatura iniciales; así, pues, la evolución sigue prácticamente la isentrópica  $S = 0$  (coincidente con la isoterma  $T = 0$ ).

En las secciones anteriores se consideró el plasma como un gas ideal clásico, de presión —iónica o electrónica—  $nkT$  y energía interna por unidad de volumen  $1/2 nkT$ . Se supuso, por tanto, una energía térmica por partícula,  $E_t \sim kT$ , mucho mayor que la energía típica de interacción coulombiana entre las partículas,  $E_c \sim q^2 n^{1/3} / \epsilon_0$  ( $n^{-1/3}$  es una distancia media entre ellas); en definitiva, altas temperaturas y bajas densidades: se dice que el plasma está ionizado por temperatura. Existe no obstante una tercera energía característica, de origen cuántico,  $E_h \sim h^2 n^{2/3} / m$ , donde  $h$  es la constante de Planck, y  $m$  es la masa electrónica (para los iones,  $E_h$  es naturalmente mucho menor). Si, aumentando la presión, se aumenta la densidad manteniendo la temperatura baja, disminuye por una parte la energía de ionización ( $\sim E_c^2/E_h$ ) por el solape de las nubes electrónicas (causa de la ionización parcial de un metal) y, por otra parte,  $E_h$ , que es una energía cinética no térmica, crece con  $n$  más aprisa que  $E_c$ : cuando  $E_h \sim E_c^2/E_h$ , para  $n/n_s \gg 1$ , el medio condensado se ioniza *por presión*. El hecho de que a temperaturas despreciables la energía cinética media ( $\sim E_h$ ), sea muy grande si  $n$  es grande, tiene el mismo origen que el principio de Exclusión de Pauli. Para hidrógeno y sus isótopos, la ionización ocurre cuando  $n \sim 10 n_s$ . Para densidades mucho mayores, se tiene  $E_h \gg E_c$ , y la energía interna se reduce esencialmente a la energía de los electrones de un gas ideal ( $E \sim E_{\text{cinética}}$ ) no clásico (degenerado). En él, se tiene  $E_0/V \sim P \sim n \times n^{2/3}$ . Así pues en la fase final de la compresión isentrópica, se cumple  $p \sim n^{5/3}$ , como en un gas ideal clásico, monoatómico. Para  $n \approx 3 \times 10^3 n_s$ , y  $kT \ll E_h$  ( $T < 10^6 \text{ }^\circ\text{K}$ ) la presión iónica es despreciable y la electrónica vale

$$P \approx \frac{2}{5} n \left( \frac{3}{\pi} \right)^{2/3} \frac{h^2 n^{2/3}}{8m} \approx 2 \times 10^{11} \text{ atmósferas}$$

Cuando la presión aplicada a la esfera,  $P_0$ , aumenta con el tiempo, para llevar la densidad desde  $n_0$  a su valor final, se generan ondas de presión que viajan hacia

el interior con velocidad  $\left( \frac{1}{m_i} \frac{dP}{dn} \right)^{1/2} \sim n^{1/3}$ , creciente.

La coalescencia de tales ondas resultaría en la aparición de una onda de choque intensa, y el gran incremento de entropía consiguiente reduciría notablemente la densidad final alcanzada para un trabajo de compresión dado. Se

puede comprimir isentrópicamente la esfera en un tiempo mínimo, si  $P_a(t)$  es tal que se genera una onda de compresión simple, centrada en el origen (compresión de semejanzas): en definitiva, si se engendra una onda de choque en el centro del blanco justamente. Se puede determinar aproximadamente esa ley temporal óptima,  $P_a(t)$ , escribiendo,

$$P_a \sim n_a^{5/3}, \quad \frac{dr_a}{dt} \sim \left( \frac{1}{m_i} \frac{dP_a}{dn_a} \right)^{1/2}, \quad n_a \sim \frac{1}{r_a^3};$$

de aquí resulta

$$r_a \sim R \{1 - t/t_0\}^{1/2} \quad (4)$$

donde el subíndice  $a$  designa condiciones en la superficie

$$\text{cie del blanco, } R=r_a(t=0), \text{ y } t_0=R/\left(\frac{1}{m_i} \frac{dP_a}{dn_a}\right)^{1/2}_{t=0}$$

es el tiempo que tarda la onda de compresión, que viaja con la velocidad sónica del medio no perturbado, en alcanzar el centro. De hecho la ecuación (4) es un comportamiento asintótico válido para  $1-t/t_0 \ll 1$ ; por otra parte, sólo entonces la densidad sería tan alta que se tendría  $P_a \sim n_a^{5/3}$ . Nótese, no obstante, que la etapa final de la compresión,  $1-t/t_0 \ll 1$ , es la más crítica del proceso. De (4) se obtiene fácilmente.

$$P_a \sim P_0 \{1 - t/t_0\}^{-5/2} \quad (5)$$

La potencia necesaria para la compresión es:

$$W_a \sim P_a r_a^2 (P_a/m_i n_a)^{1/2} \sim W_0 \{1-t/t_0\}^{-2}$$

Nótese que para mantener la ley (5) hasta  $t = t_0$  se necesitaría una potencia infinita; la presión  $P_a$  debiera estabilizarse en un instante  $t_r = t_0 - \Delta t$  ( $\Delta t \ll t_0$ ). De cualquier modo, la mayor parte de la energía es aportada a la esfera en un intervalo de tiempo mucho menor que  $t_0$ . Sería conveniente poder aplicar una ley temporal,  $P_a(t)$ , más plana que la dada en (5). Se ha pensado por ello en rodear la esfera de deuterio-tritio de una cáscara de material rígido y denso («pusher»); el exceso de potencia, al principio, se utiliza para acelerar la cáscara en su movimiento convergente; el defecto de potencia, al final, se compensa con la energía cinética decreciente de la cáscara.

Por otra parte, es necesario calentar hasta la temperatura de ignición,  $5 \times 10^7$  °K, una región central del blanco, de radio comparable al alcance  $\lambda_\alpha$  de las partículas  $\alpha$ ,

como se notó en la sección III. Así, pues, la onda de choque no debiera formarse en el centro, sino a una distancia  $\lambda_\alpha$  de él. El calentamiento intenso y el salto

de densidad a través de la onda de choque inician el quemado que se propaga hacia el exterior. Ese salto de densidad y la compresión producida cuando la onda de quemado explosiva encuentra al plasma que converge hacia el centro permiten reducir la presión máxima a aplicar a un valor del orden del  $10^{10}$  atmósferas.

## V. EL PLASMA EN EXPANSIÓN

La irradiación de un blanco sólido por luz de láser intensa produce la sublimación e ionización violenta

(ablación) de su superficie: la formación de un plasma. En cualquier instante durante el pulso, y en condiciones muy generales, existe una superficie (de ablación) bien definida, donde presión y densidad presentan un máximo, y que separa el plasma caliente en expansión, del material frío sometido a compresión. La cantidad  $P_a$  introducida en la sección IV es la presión en dicha superficie y  $r_a$  es su radio. Se identificó al blanco con el volumen limitado por  $r_a$ , aun cuando su masa varía (decrece en la medida en que crece la del plasma): la masa perdida por ablación, hasta la llegada al centro del blanco de la onda de compresión, es una pequeña fracción de la masa inicial.

La absorción de la energía del láser va acompañada de generación de entropía. En consecuencia, una compresión isentrópica del blanco exige que la luz no alcance la superficie de ablación; esto equivale a una condición sobre la frecuencia, o sobre la longitud de onda, de la luz. En un plasma con densidad  $n$  existe un modo propio de oscilación longitudinal, cuya frecuencia, para longitudes de onda grande, es  $\omega_{pe} \equiv (n q_e^2 / \epsilon_0 m)^{1/2}$ . Por otra parte, cuando una onda electromagnética de frecuencia  $\omega$  incide desde el vacío sobre un plasma de densidad  $n$ , se propaga a través si  $\omega > \omega_{pe}(n)$  y se refleja si  $\omega < \omega_{pe}(n)$ ; así, pues,  $\omega_{pe}$  es también una frecuencia de corte de ondas transversales. En un plasma con densidad función de la posición entre cero y un valor  $n_{\text{maximo}}$ , y si  $\omega_{pe}(n_{\text{maximo}}) > \omega$  existe un valor crítico de la densidad,  $n_c$ ,

$$n_c(\omega) \equiv m \epsilon_0 \omega^2 / q_e^2 < n_{\text{maximo}}$$

para el que  $\omega_{pe} = \omega$ . La onda electromagnética se refleja al alcanzar la superficie crítica. Si la densidad inicial del blanco  $n_0$  excede a  $n_c(\omega)$ , o bien  $\omega^2 < q_e^2 n_0 / m \epsilon_0$ , la luz no alcanza el radio de ablación; para  $n_0 = 5 \times 10^{22}$  se tiene la condición

$$\text{Longitud de onda} > 0,15 \text{ } \mu\text{m}$$

Para los láseres usados en la actualidad,  $\text{CO}_2$  (10  $\mu\text{m}$ ) y Nd (1,06  $\mu\text{m}$ ), se tiene  $n_c \ll n_0 \leq n_a(t)$ , donde  $n_a$  es la densidad en el radio de ablación. Incluso para láseres con longitudes de onda próximas a 0,15  $\mu\text{m}$  se tiene  $n_c/n_a \ll 1$  durante la fase más importante del proceso de compresión, en que  $n_a$  se hace mucho mayor que  $n_0$ . De la condición  $n_c/n_a \ll 1$ , se deducen dos consecuencias. La presión  $P_a$  da lugar a valores comparables de  $m_i n v^2$  (flujo de cantidad de movimiento, siendo  $v$  la velocidad iluida) en el exterior e interior de  $r_a$ :

$$(n v^2)_{\text{ext}} \sim (n v^2)_{\text{int}} \rightarrow v_{\text{ext}}/v_{\text{int}} \sim (n_a/n_c)^{1/2}$$

Por tanto: i) Se puede escribir el gasto máximo  $\dot{m}_a$  a través de la superficie de ablación en la forma  $\dot{m}_a \sim (n_c/n_a)^{1/2} m_i r_a^2 n_{\text{int}} v_{\text{ext}}$ , y de aquí resulta  $M_{\text{perdida}}/M_{\text{inicial}} \sim (n_c/n_a)^{1/2} \ll 1$ ; esto justifica la observación al comienzo de esta sección. ii) La relación entre la energía que escapa al plasma en expansión y la que es aportada al blanco es aproximadamente  $(n v^2)_{\text{ext}}/(n v^2)_{\text{int}} \sim (n_a/n_c)^{1/2}$ ; esto explica la observación de la sección IV sobre el bajo rendimiento del acoplamiento energético entre láser y blanco.

En las colisiones de Coulomb, entre iones de número de carga  $Z$  y electrones, con energías cinéticas del orden de kT, se producen desviaciones angulares comparables a la unidad cuando la distancia mínima del impacto,  $d$ , cumple:

$$Z q_e^2 / \epsilon_0 d \sim kT$$

Por tanto, la sección eficaz de colisión es:

$$\sigma_c \sim d^2 \sim \frac{q_e^4}{(\epsilon_0 k)^2} \frac{Z^2}{T^2} \quad (6)$$

y resulta un camino libre medio de electrones:

$$\lambda \sim (\sigma_c n/Z)^{-1} \sim T^2/nZ$$

Se ha tomado  $n/Z$  como densidad de los iones, siendo  $n$  la de los electrones, de modo que se cumpla la condi-

ción de cuasineutralidad (densidad de carga positiva  $\approx$

$\approx$  densidad de carga negativa

$$|q_e| Z \frac{n}{Z} \approx |q_e| n \quad (7)$$

debido a la gran intensidad de la interacción electromagnética, en los plasmas usuales (incluido el que nos interesa aquí) se cumple (7), excepto en capas delgadas, que presentan fuertes gradientes espaciales. Las colisiones de Coulomb no son binarias, como se ha supuesto en (6), pero el factor de corrección necesario (el llamado logaritmo de Coulomb) no afecta la argumentación que sigue. De (6) se deduce que la frecuencia de colisión entre iones y electrones,  $\nu_{ei}$ , vale

$$\nu_{ei} \sim (kT/m)^{1/2} / \lambda \sim nZ/T^{3/2}$$

A medida que la luz del láser se propaga desde el vacío hacia la superficie crítica, es absorbida por un proceso lineal. Si  $I$  es la intensidad de la radiación, se define el coeficiente de absorción,  $K$ , en la forma  $|dI/dx| = KI$  (energía por unidad de volumen y tiempo) para propagación plana según el eje  $x$ . Como  $I \sim \langle E^2 \rangle c \epsilon_0$  ( $c$ , velocidad de luz;  $\langle E^2 \rangle$ , valor medio del cuadrado del campo eléctrico de la onda), y la energía disipada por unidad de volumen y tiempo es  $\langle E^2 \rangle / \eta$  ( $\eta \equiv$  resistividad), resulta

$$K \sim 1/\epsilon_0 c \eta$$

Para una frecuencia  $\omega$  mucho mayor que  $\nu_{ei}$  se tiene

$$\eta \sim \omega^2 / \omega_{pe}^2 \nu_{ei} \text{ y por tanto}$$

$$K \sim \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \nu_{ei}$$

de la condición  $n \leq n_c$ , equivalente a  $\omega_{pe}/\omega \leq 1$ , se obtiene  $K_{\max} \sim (\nu_{ei})_{\max} \sim Zn_c/T^{3/2}$ . Cuando la irradiación es muy intensa, se producen temperaturas muy altas y la absorción se hace despreciable; la situación es más difícil para el láser de  $CO_2$  que para el de  $Na$ , a causa del menor valor de  $n_c$  por otra parte para un mismo valor de  $I$ ,  $T$  será mayor para menor  $n_c$  (menor capacidad térmica en la región crítica). Como  $\nu_{ei}$  crece con  $Z$ , se ha propuesto cubrir el blanco de deuterio-tritio (o el «pusher» si lo hay) con un material de ablación de alto  $Z$  para aumentar la absorción; se considera el uso de valores  $Z \sim 10$  (nótese que para  $Z$  muy grande las pérdidas por Bremmstrahlung,  $\sim Zn^2 \times T^{1/2}$ , podrían hacerse excesivas).

Si la absorción es despreciable, la mayor parte de la energía de radiación alcanza el radio crítico. Se puede producir allí absorción intensa por dos procesos diferentes.

i) En la zona crítica, donde se produce la reflexión, la velocidad de propagación de —la energía de— la radiación (la velocidad de grupo de las ondas,  $v_g$ ) se anula y cambia de sentido; la radiación se «detiene largo tiempo» en el punto de reflexión y de ello resulta una absorción mayor que en otras regiones. Matemáticamente,

se tiene  $v_g = c \{1 - (\omega_{pe}/\omega)^2\}^{1/2}$ , donde  $(1 - \omega_{pe}/\omega)^{1/2}$  es el índice de refracción, e  $I \sim \langle E^2 \rangle v_g \epsilon_0$ . De aquí resulta

$$K \sim \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \frac{\nu_{ei}}{(1 - \omega_{pe}/\omega)^{1/2}}$$

Por otra parte, si la incidencia es oblicua (vector de onda formando un ángulo  $\vartheta \neq 0$  con el gradiente de densidad  $\nabla n$ ), y si el campo eléctrico de la luz está polarizado en el plano de incidencia, un fenómeno mucho más importante tiene lugar. El campo eléctrico tiene componente según  $\nabla n$  y excita oscilaciones longitudinales en la superficie crítica (donde la frecuencia de láser  $\omega$  es igual a la de dichas oscilaciones,  $\omega_{pe}$ ). Esta absorción, llamada de resonancia, puede ser del orden del 50 por 100 para frecuencias de colisión enteramente despreciables, y presenta un máximo para un cierto ángulo  $\vartheta$ : Si  $\vartheta$  es pequeño, la componente del campo según  $\nabla n$  es pequeña; si  $\vartheta$  es próximo a  $\pi/2$ , el campo (evanescente) que alcanza la densidad  $n_c$ , es pequeño, ya que la reflexión en incidencia oblicua ocurre para  $n = c \cos^2 \vartheta$ .

ii) El coeficiente  $K$  es pequeño a altas temperaturas, cuando la intensidad de la radiación es grande; en esas condiciones pueden ser apreciables efectos no lineales en la interacción láser-plasma. A densidades próximas a  $n_c$  se excitan inestabilidades (paramétricas), que generan fluctuaciones de densidad y campo electrostático muy superiores a las que existen en equilibrio termodinámico, lo cual resulta en una alta frecuencia efectiva de colisiones, que aumenta la absorción (llamada anómala). Efectos no lineales pueden también aumentar la dispersión de la luz a densidades inferiores a  $n_c$ , lo que reduce el efecto anterior.

La energía absorbida para  $n \leq n_c$ , fluye por conducción hacia el blanco. A causa de la dependencia  $\lambda \sim T^2$  la conductividad térmica en el plasma es no-lineal ( $\sim T^{3/2}$ ); el gradiente de temperatura se hace más intenso al aumentar la densidad y ello concluye en la aparición de una superficie bien definida (la superficie de ablación), donde temperatura y flujo térmico son enteramente despreciables. La conducción térmica, por otra parte, tiene un efecto regularizador: irradiación asimétrica de la superficie crítica, puede generar una presión de ablación con casi total simetría esférica; esto puede reducir inestabilidades en la superficie de ablación, que afectarían al proceso de compresión. Debe observarse que tanto la absorción resonante como la anómala producen electrones sobretérmicos (de energía  $E$  muy superior a la media de la población electrónica); su camino libre medio tiene la forma  $\lambda_{st} \sim E^2 Zn$ . Aun cuando un material de ablación de alto  $Z$  disminuye  $\lambda_{st}$ , Este puede ser tan grande para irradiación intensa (grandes valores de  $E$ ), que no exista intercambio energético apreciable con los electrones térmicos. En esas condiciones, los electrones sobretérmicos alcanzarían el blanco donde producirían calentamiento y aumento de entropía. Para evitar esto (algo indeseable como se vio) se ha propuesto cubrir el deuterio-tritio, y quizá el «pusher» con material de muy altos  $Z$  y  $n$  («tamper») que apantallaría el material a comprimir de los electrones sobretérmicos.